

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2024.01.03

仿真引力系统的非线性光学实验进展

崔峻烽^{1,2}, 孟润宇^{1,2}, 董小波^{1,2}, 张晓世^{3,4}, 李睿恒^{4,2}, 白金明^{1,2}

(1. 中国科学院 云南天文台, 昆明 650216; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 云南大学 物理与天文学院, 昆明 650500; 4. 中国科学院 空天信息创新研究院, 北京 100094)

摘要: 非线性薛定谔方程 (nonlinear Schrödinger equation, NLSE) 是多类物理现象所遵守规律的共同数学形式。在光学系统中, NLSE 可以描述激光脉冲在介质中传播的时空演化; 在天文学中, 可以描述引力透镜、波动暗物质纤维等天体和观测现象 (所谓薛定谔-泊松方程系统, SPE), 甚至可以巧妙地用来类比强引力场现象 (所谓爱因斯坦-Klein-Gordon 系统, EKG)。从仿真原理、光路设计、实验结果、天文诠释等方面, 详细介绍了非线性光学仿真实验在天文学领域的应用和进展; 并简要展望了未来开展非线性光学实验, 仿真各种波动暗物质结构的演化之前景。

关键词: 引力系统; 波动暗物质; 类比引力; 实验仿真; 非线性光学; 非线性薛定谔方程

中图分类号: O411.3

文献标识码: A

1 前言

类比引力^[1, 2]是一种类比研究方法, 通过精心设计的非引力系统 (如流体、光学、凝聚态甚至量子信息等) 实验来研究或者说仿真难以观测、难以实验的天体物理学和宇宙学引力现象。类比方法的坚实基础在于: 引力现象和仿真实验由同样的数学方程来描述。例如本文所聚焦的非线性薛定谔方程 (NLSE)^[3], 既可以在光学中描述激光脉冲在介质中传播的时空演化, 也可以描述引力透镜、波动暗物质 (wave dark matter, waveDM)^[4] 等天体和天文观测现象, 甚至可以巧妙地用来类比强引力场现象 (详见第 2 章)。仿真引力的实验, 意义主要有如下两方面: (1) 通过高精度的、可调控的实验, 人们可精细地探测和研究强引力场下诸如彭罗斯过程、霍金辐射这样的效应, 特别是难以获得一些高质量观测数据的天文现象。以霍金辐射这种黑洞视界附近的量子效应为例, 直接探测难度很大, 至今还没有令人信服的观测数据。(2) 希望可以为天体物理学和宇宙学中的研究对象提供启发性的新思路。这是因

收稿日期: 2023-04-03; 修回日期: 2023-12-18

资助项目: 国家自然科学基金 (12373013)

通讯作者: 董小波, xbdong@ynao.ac.cn; 张晓世, zhangxs@aircas.ac.cn

为天文学系统内在自由度往往很多, 而且描述这些系统的数学方程高度非线性, 所以不可能解析求解, 甚至很难数值求解。因此我们希望在实验室做仿真实验来理解天文学系统; 特别是, 由于天文学对象的演化时标很长, 人类不可能跟踪观测它们的演化过程, 因此来自仿真实验的认识就尤为重要 (详见 4.2 节和第 5 章)。当然, 对于同一个艰深复杂的数学形式, 从不同的角度来理解和处理, 往往在具体的不同方面带来独特的便利性; 因此引力理论也可以帮助这种在实验室开展的精细实验, 即类比是双向的 (如用引力领域的虫洞来理解复杂的量子纠缠, 指导实验设计^[5])。

自从广义相对论发明以来, 人们就提出了一些理论思路和模型来理解弯曲时空, 如基于光线在可变折线率介质传播的几何光学方程 (所谓 Gordon 度规^[6])。一般认为, 现代类比引力的标志性突破是 Unruh^[7] 在 1981 年提出的“声学黑洞模型”, 用类比的方式来“观察”霍金辐射。Unruh 用流体流动中的声波运动, 来类比强引力场中无质量粒子的运动 (即刻画出弯曲时空的测地线)。他具体分析了这两种现象所具有的相同的数学形式, 如在跨声速水流中的声波视界对应的就是黑洞的视界, 声波视界附近发出的热谱形式的声波对应于黑洞的霍金辐射。在随后的几十年中, 提出的有关仿真实验的理论方案层出不穷, 设想的实验手段从普通流体延伸到光学系统、玻色-爱因斯坦凝聚体 (Bose-Einstein condensate, BEC) 这样的量子系统。但真正开展的仿真实验, 一直等到 21 世纪 10 年代末期才出现。

类比引力的仿真实验最先是在光纤 (以及水槽) 中开展^[8, 9], 随后两年又有了 BEC 实验^[10], 一开始是瞄准最令人感兴趣的目标 (基本上在 2017 年前一直如此): 黑洞的霍金辐射^[8-15]。后来很自然地就扩大了类比引力实验的对象, 如仿真旋转黑洞的性质, 以及提取黑洞旋转能量的彭罗斯过程等各种天体物理学和宇宙学现象^[16-21]。详细的历史发展背景介绍, 请参见文献 [1, 2, 22, 23]。最近几年对于弱引力场的天体和现象 (例如引力透镜、潮汐效应, 以及非相对论性的类似玻色星天体) 也开展了光学仿真实验, 特别是对于天文系统长时标演化过程开展了仿真实验。在天文传统中, 这类对象正是普遍而重要的天文观测对象。正如第一段所述, 天体演化过程的仿真实验对天文学家启示很大。

本文主要综述激光实验仿真引力系统的最新研究进展。并且, 对于当前天文学界展开热烈讨论的波动暗物质, 我们简单介绍光学仿真实验的前景。与流体实验相比, 激光实验具有精细调控, 精度高的优点; 如水槽实验中, 类比霍金辐射的声波信号与水中的各种波动 (如热噪声) 相比太微弱。跟冷原子实验相比 (如 BEC), 激光实验的实现难度低, 成本低。

本文结构如下: 第 2 章, 介绍光学非线性薛定谔方程 (NLSE) 系统仿真引力系统的原理 (仿真的技术思路); 第 3 章和第 4 章, 从实验的光路设计、实验结果和所对应的天文诠释三个方面, 分别对仿真强引力系统、弱引力系统的光学实验进行详细介绍; 第 5 章总结全文, 并展望利用光学实验研究波动暗物质 (waveDM) 多种结构的动力学演化过程。

2 光学 NLSE 系统仿真引力系统的原理

在光学系统中, 假设光场沿轴 z 传播, $E = \psi(x, y, z)e^{i[kz - \omega t]}$, 当 ψ 满足 $\left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right| \ll$

$\left| \frac{\partial \psi}{\partial z} \right|$, 即光场包络 $\psi(x, y, z)$ 沿轴 z 是慢变时, 其动力学方程可以由 NLSE 描述^[3], 形式如下^①:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{2k} \hat{\nabla}^2 \psi + \frac{k \Delta n}{n_0} \psi = 0, \quad (1)$$

其中, $\hat{\nabla}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ 为二维拉普拉斯算子, n_0 为介质折射率的线性部分, Δn 取决于介质的非线性极化强度, 波数 $k = 2\pi n_0 / \lambda$ 。从数学角度来看, NLSE 通常没有解析解, 而且数值求解一般也十分复杂。近年来非线性光学飞速发展, 光学实验成为模拟求解 NLSE 的一种有效方法。如第 1 章所介绍, 通过非线性光学实验, 现已成功地开展了天文对象的实验室仿真, 不但针对引力透镜、引力红移和潮汐效应以及旋转玻色星等一系列重要的天文观测对象, 而且针对黑洞的霍金辐射、彭罗斯超辐射等难以观测的 EKG 现象。

为了仿真引力系统, 需要将光学系统 NLSE 中的各个参数与引力系统类似方程的参数一一对应。根据引力系统的强弱 (即是否为相对论性), 仿真所基于的具体对应原理 (技术方案) 并不相同, 下面我们分别进行介绍。

2.1 强引力系统的仿真原理

在激光实验仿真黑洞这样的强引力系统时, 我们利用 Unruh^[7] 提出的“声学黑洞模型”, 将激光看作是一种光子流体, 用光子流体中微小扰动的传播 (密度扰动和相位扰动, 以后为了叙述方便, 简称声波) 类比弯曲时空中无质量粒子的传播^[24]。无质量粒子即强引力场中的测试粒子, 它的运动描述了弯曲时空的度规。

在弯曲时空中, 描述一般性的标量粒子运动的方程为带时空度规的相对论性 (高速的) 量子力学方程, 即 Einstein Klein-Gordon (EKG) 方程系统:

$$-\square \phi + m^2 \phi = 0. \quad (2)$$

达朗贝尔算符 $\square = g^{\mu\nu} \nabla_\mu \nabla_\nu$, 其中, $g^{\mu\nu}$ 为时空度规; m 为粒子质量。在研究历史上, 这种在自引力 (爱因斯坦引力场) 束缚下的、具有相对性运动速度的标量场, 称为 Klein-Gordon Geon^[26]。本文基本上不涉及这种 EKG 系统。本节中我们主要借用 $m = 0$ 的 EKG 系统来说明引力度规, 而对相对论性标量场的性质和运动不多介绍; 在 2.2 节我们只考虑 EKG 的非相对论极限 (低速+牛顿引力版本), 即 NLSE+Poisson 方程。

下面我们简单介绍, 光场中的声波扰动如何与强引力场中的无质量标量粒子的运动相对应^[24]。把光学 NLSE 方程 (见式 (1)) 变换到流体力学表象, 即 Madelung 变换: $\psi = \sqrt{\rho} e^{i\phi}$, 其中, $\sqrt{\rho}$ 和 ϕ 分别为光场包络的振幅和相位。并且假设折射率与光强的关系为: $\Delta n = -\gamma I = -\gamma |\psi|^2$, 其中, γ 为介质的非线性系数。则式 (1) 转化为一组流体力学

^①此处公式中的记号与文献 [3] 中的相应公式 (该文的公式 3) 略有不同, 对应关系如下: 本文的 ψ 与该文的 A 对应; 本文的 k 等于该文的 $n_0 k_0$, 其中 n_0 为介质的折射率, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ 为光在真空中的波数。

中的方程:

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3)$$

$$\partial_t \eta + \frac{1}{2} v^2 + \frac{c^2 \gamma}{n_0^3} \rho - \frac{c^2}{2k^2 n_0^2} \frac{\nabla^2 \rho^{1/2}}{\rho^{1/2}} = 0. \quad (4)$$

式 (3) 和 (4) 分别为流体力学的连续性方程和欧拉方程, 为光子体系的流体描述, 我们以后称之为光子流体。其中, ρ 对应着流体的密度, 流体的速度 $\mathbf{v} = \frac{c}{kn_0} \nabla \phi \equiv \nabla \eta$, η 对应流体的速度势。同经典流体相比, 式 (4) 中最后一项为量子粒子 (严格地说是波动性) 独有的压力项, 一般称之为量子压, 它来自于光学方程中的衍射项, 是不确定性原理所导致的结果, 当光子流体的密度变化缓慢时, 式 (4) 最后一项量子压可以忽略。

Unruh^[7]在推导经典流体中声波运动的声学度规时, 假设流体是无黏、正压, 且流动是无旋的, 这三个条件在一般流体中很难满足。但在光子流体中, 式 (4) 欧拉方程是理想流体 (无粘滞) 的动量方程, 即光子流体本身大致上可当作是“超流体”。而且在我们这种场景中, 流体密度变化不大, 量子压可忽略, 那么光子流体的压强只是密度的函数, $P = \frac{c^2 \gamma \rho^2}{2n_0^3}$, 为正压流体; 并且在理想流体中, 流动是势流, 无旋这一条件也能够很好地满足 (除了漩涡中心处的奇点)。因此, 光子流体是比普通流体更加理想的实验平台。

考虑用线性微扰的方法处理光子流体中的微扰, 设 $\rho = \rho_0 + \epsilon \rho_1 + O(\epsilon^2)$, $\eta = \eta_0 + \epsilon \eta_1 + O(\epsilon^2)$ 。 ρ_0 和 η_0 分别为背景流场的密度和速度势。代入式 (3) 和 (4), 得到扰动 (ρ_1, η_1) 的动力学方程:

$$\partial_t \rho_1 + \nabla \cdot (\rho_0 \nabla \eta_1 + \rho_1 \mathbf{v}_0) = 0, \quad (5)$$

$$\partial_t \eta_1 + \nabla \eta_1 \cdot \mathbf{v}_0 + \frac{c^2 \gamma}{n_0^3} \rho_1 = 0. \quad (6)$$

将式 (6) 代入式 (5) 中, 可得到只关于 η_1 的方程:

$$-\partial_t \left[\frac{\rho_0}{c_s^2} (\partial_t \eta_1 + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \eta_1) \right] + \nabla \cdot \left[\rho_0 \nabla \eta_1 - \frac{\rho_0 \mathbf{v}_0}{c_s^2} (\partial_t \eta_1 + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \eta_1) \right] = 0, \quad (7)$$

其中, $c_s^2 \equiv \frac{\partial P(\rho_0)}{\partial \rho} = \frac{c^2 \gamma \rho_0}{n_0^3}$, 为声波在流体中的传播速度, $\mathbf{v}_0 = \nabla \eta_0$, 为背景流场的流速。现在引入等效度规 $g_{\mu\nu}$, 将式 (7) 改写为:

$$\square \eta_1 = \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu \eta_1) = 0, \quad (8)$$

度规的协变形式 $g_{\mu\nu}$ 为:

$$g_{\mu\nu} = \left(\frac{\rho_0}{c_s} \right)^2 \begin{pmatrix} -(c_s^2 - v^2) & -v_r & -rv_\theta \\ -v_r & 1 & 0 \\ -rv_\theta & 0 & r^2 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

其中, v_r 和 v_θ 分别为流速的径向和角向分量, $v_0^2 = v_r^2 + v_\theta^2$ 。

由式 (8) 和 (9) 可以看出, 在引入等效度规 $g_{\mu\nu}$ 后, 声波在光子流体中的运动方程形式上与无质量标量粒子在引力场中的运动方程相同 (即式 (2) 中 $m = 0$)。不过需要强调的是, 我们在上述推导中有两个假设: 首先, 式 (4) 中最后一项量子压要能够忽略, 这就要求光子流体的密度变化必须十分缓慢, 具体而言, 光子流体中激发的声波波长足够长, 则声波造成的密度变化可以忽略; 其次, 介质折射率的变化 $\Delta n = -\gamma|\psi|^2$, 这就要求非线性效应是局部的 (光学领域称作 Kerr 效应), 并且介质是自散焦的, 即介质的折射率与光强成反比。只有上述两个假设都满足时, 才能在光学实验中模拟黑洞这样的强引力系统。

2.2 弱引力 SPE 系统的仿真原理

在 2.1 节中, 我们对仿真强引力场的思路 (技术方案) 进行了详细的介绍。在本节, 我们介绍弱引力场系统 (牛顿引力, 或者说平直时空), 而且只考虑牛顿自引力下的、粒子运动速度远低于光速的标量场系统。这种牛顿引力的低速标量场, 近年来在天文学中引起了较多的关注, 例如波动暗物质理论^[4]; 我们在第 4 章和第 5 章中具体介绍。

如在 2.1 节所介绍, 这种系统是 EKG 的非相对论极限 (低速+牛顿引力版本)。在牛顿引力情形下, 爱因斯坦场方程退化为泊松方程。在粒子运动速度远低于光速时, 量子场的方程由 Klein-Gordon 方程变为薛定谔方程, 但我们还须考虑标量场粒子之间的引力作用, 因此薛定谔方程带有一项引力势 (Φ) 项。此即薛定谔-泊松方程系统 (Schrödinger Poisson equations, SPE), 具体形式为:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + m\Phi \psi = 0, \quad (10)$$

$$\nabla^2 \Phi = -4\pi G \rho, \quad \rho = m|\psi|^2. \quad (11)$$

其中, 式 (10) 就是著名的非线性薛定谔方程 (NLSE)。

对于这种 SPE 弱引力系统, NLSE 方程在非线性光学中已经存在, 因此不用担心对应关系 (参见第 2 章的第一段), 重要的是寻找泊松方程的光学对应形式。这里我们介绍介质的热光学效应正好具有泊松方程的形式^[3]。

热光学效应指光场中的介质会吸收光子能量, 从而使介质温度升高, 继而导致折射率改变。此时 $\Delta n = \beta \Delta T$, β 为介质的热光学系数, $\Delta T = T - T_0$, T_0 为光场通过介质前的参考温度, 为固定常数。实验上达到热学稳态后, 介质中的热传导满足如下方程:

$$\kappa \hat{\nabla}^2 T = \kappa \hat{\nabla}^2 \Delta T = -\alpha I, \quad (12)$$

其中, κ 为介质的热传导系数, α 为介质的吸收系数。需要注意的是, 式 (12) 已经假设 $\partial^2 T / \partial z^2 \ll \hat{\nabla}^2 T$, 即忽略 z 轴方向的温度改变, $\hat{\nabla}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ 为二维拉普拉斯算子。为了与式 (11) 对应, 将式 (12) 稳态的热传导方程改写为:

$$\hat{\nabla}^2 \Delta n = \frac{-\alpha \beta}{\kappa} I, \quad I = |\psi|^2. \quad (13)$$

从式 (13) 可以看出, 稳态的热传导方程即泊松方程, 因此, 我们可以很方便地用介质的热光效应来类比牛顿引力。对比式 (11) 与 (13), 介质折射率的改变 Δn 类比于引力势 ϕ , 光强 I 类比于引力系统中的密度 ρ 。通过合理调节这些光学实验参数, 我们就可以仿真具体的 SPE 天文对象。

2.3 两种光学仿真原理的对比小结

在分别介绍了强引力场和弱引力 SPE 系统的光学仿真原理后, 我们对两者的特点进行比较。首先, 仿真强引力场利用光子流体构造了一个等效的弯曲时空度规, 仿真弱引力 SPE 系统是利用热光效应来类比牛顿引力。其次, 这两种实验方案所需的光学非线性效应并不相同: 仿真强引力场时, 折射率变化量与光强的关系为 $\Delta n = -\gamma|\psi|^2$ (ψ 为激光脉冲的空间分布轮廓), 对于 ψ 而言这是一种局部的非线性效应; 而仿真弱引力系统需要 $\hat{\nabla}^2 \Delta n = \frac{-\alpha\beta}{\kappa}|\psi|^2$, 即 $\Delta n = \gamma \int R|\psi|^2 d\mathbf{r}$, 这是一种非局部的非线性效应 (即折射率改变量 Δn 是 ψ 的空间积分), 此处细节请参照 4.2 小节。并且, 由 Δn 的表达式可以看出, 仿真强引力场所需介质为自散焦介质, 仿真 SPE 系统所需介质为自聚焦介质。

总而言之, 根据待仿真的天文对象的不同特点, 研究者采取不同的实验方案, 保证天文系统和光学系统满足同样的数学形式, 并且巧妙地实现这两种系统具体参数之间的一一对应关系。

3 仿真强引力系统的光学实验

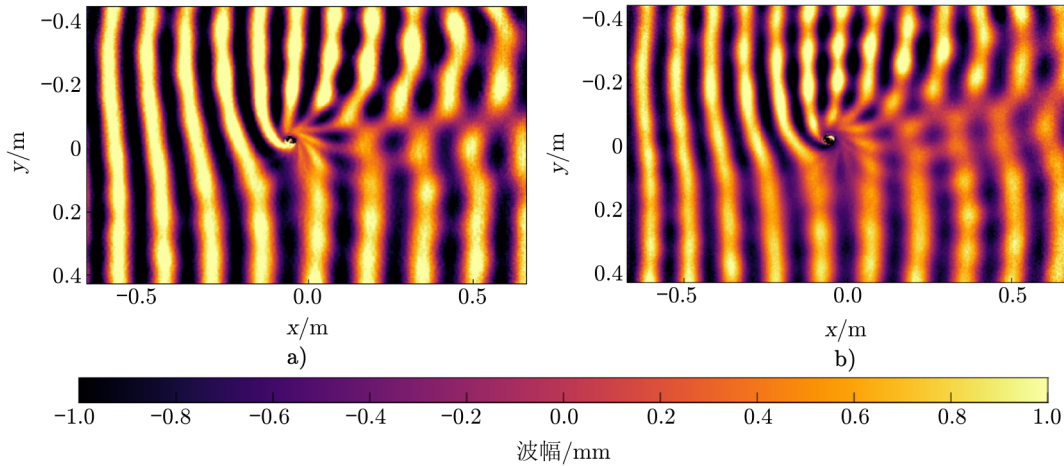
在第 2 章中, 我们介绍了光学实验仿真强引力系统的原理, 即用声波在光子流体中的运动类比测试粒子在弯曲时空中的运动。在本章中, 由于水流的流场比较直观, 我们首先介绍在水流中如何仿真旋转黑洞, 然后过渡到光学系统 (光子流体), 介绍光学实验仿真旋转黑洞及其超辐射的研究进展。在水流的流场中, 不仅声波而且表面重力波 (gravity wave) 的传播方程也与引力场中的无质量标量场传播方程相同; 即可以用重力波作为流场中的扰动^[37], 来类比测试粒子在引力场中的运动, 从而描绘出引力场度规。水流中的重力波实验很容易理解, 下面我们就用重力波实验来介绍仿真原理。

首先要构造一个稳定的流场, 作为旋转黑洞的 Kerr 度规。此流场要满足 2.1 小节所提到的几点要求, 即无黏的势流, 除了奇点之外处处无旋, 不存在湍流。一般是在水池中放置一个排水口, 并且给流体一定角动量, 这样在排水口附近就形成了一个涡旋流场, 这个模型被称为“浴缸漏点”模型^[1]。基于“浴缸漏点”模型, 我们可以计算流场的流速 \mathbf{v} , 其中径向流速 $v_r = -\frac{A}{r}$, 角向流速 $v_\theta = \frac{B}{r}$, A 、 B 为固定参数, 由排水速率和初始角动量决定。

根据视界和能层的定义, 流场的径向流速 v_r 与声速 c_s 相同之处是模拟黑洞的视界 (严格来说是外事件视界), 视界以内流体的径向流速均超过声速, 因此视界内流体中的声学扰动不可能通过视界向外传播; 流体的速度 v 与声速 c_s 相同的地方, 即为无限红移面。无限红移面与视界之间的区域称为能层, 声波或重力波等扰动在能层区域能感受到与黑洞一起旋转的强烈拖曳效应。如果它有幸没有坠落到视界内, 就会被黑洞散射并且携带更高的能量

逃逸出来, 这就是超辐射^[27, 28]。在经典黑洞研究领域, 超辐射的物理本质是提取黑洞旋转能的彭罗斯过程^[27], 因此超辐射有时又被称作彭罗斯超辐射。

Torres 等人^[16]利用水流中的重力波来测量超辐射效应, 如图 1 所示。在水池中间构造出稳态的漩涡流场 (即“浴缸漏点”模型所类比的旋转黑洞), 然后从左边激发出重力波扰动, 重力波经过旋转黑洞时产生散射波, 并与入射的重力波发生干涉, 生成明显的干涉图样。若经过黑洞散射后, 出射的重力波强度大于入射波, 则说明发生了超辐射效应。实验^[16]表明: 当入射重力波的角动量与中心漩涡 (类比旋转的黑洞) 同向时, 在某些条件下就可以产生波幅被增强的出射波。



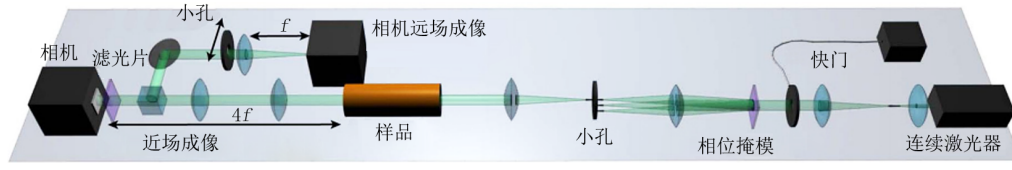
注: 图中颜色条代表高度, 即表面重力波的波幅。a) 和 b) 分别是不同频率的重力波 (作用等同于声波) 干涉图样, 由此干涉图样可以计算散射后出射波的幅度。a) 中频率 $f = 3.45$ Hz, b) 中频率 $f = 3.70$ Hz。

图 1 入射表面重力波被漩涡散射后, 出射波和入射波形成的干涉图样^[16]

3.1 光学实验仿真旋转黑洞

与上述水流相比, 光学中的稳定流场不太直观, 但是依旧可以参考“浴缸漏点模型”, 测定光子流体的径向和角向流速。参照 2.1 节, 光子流体的速度 $\mathbf{v} = \frac{c}{kn_0} \nabla \phi$, ϕ 为光场脉冲包络的相位。因此, 在光学实验中为了构建稳定的涡旋流场 (即光涡旋), 需要引入相位。该实验设想最初由 Marino^[24]提出, 并由 Vocke 等人^[17]实现, 如图 2 所示。激光束在经过相位掩模后, 会产生多级衍射光, 通过小孔将一级衍射光 (拓扑荷 $l = 1$ 的涡旋光束) 提取出来。最后通过分束镜分为两束光: 一束光用来测量光束的强度分布; 一束光用来测量光束的空间频谱^[35]。测量空间频谱时需要将摄像机放置在透镜的焦平面处, 透镜的作用相当于对光场进行二维傅里叶变换, 在焦平面上形成的像就是透镜前光场的空间频谱。

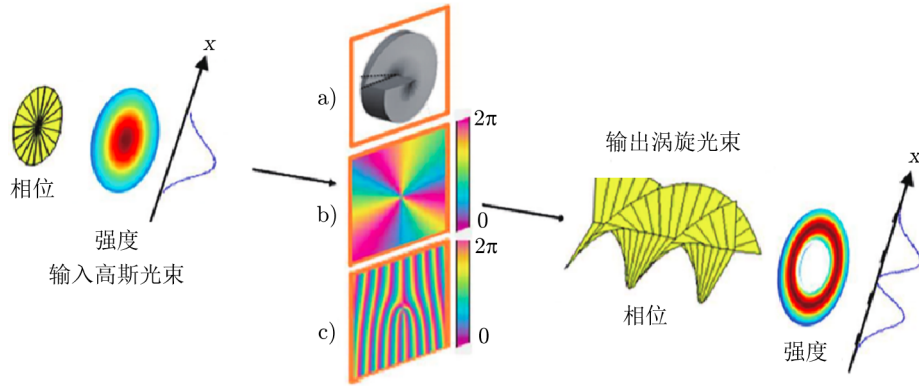
光涡旋的波前呈现螺旋状, 携带相位因子 $\exp(il\theta)$, 其中 l 称为拓扑荷数, θ 为方位角, 即光涡旋绕轴旋转一周, 相位改变 $2\pi l$ 。因为其特殊的拓扑结构, 光涡旋中心存在相位奇点^[34], 这就造成了光涡旋中心的阴影区域 (光场强度为 0)。图 3 给出常见的三种产生光涡旋的方法, 第一种方法是螺旋相位板, 它是一个沿着中心方位角逐渐变厚的透明板, 厚度与方



注: 实验使用波长 532 nm 的连续激光, 通过快门控制激光的打开时间, 利用相位掩模为激光束产生指定的相位分布 $\phi = 2\theta - 2\pi\sqrt{r/r_0}$, 然后通过小孔选择特定级次的涡旋光束, 输入到介质中进行演化, 在介质中演化后分别在近场和远场测量光强分布及空间频谱。

图 2 仿真旋转黑洞的光涡旋实验装置图^[17]

位角成正比, 类似一个旋转台阶, 如图 3a) 所示。第二种方法是计算得到相位图 (见图 3b)), 然后加载到空间光调制器 (spatial light modulator, SLM)。第三种方法是计算全息法, 也正是 Vocke 等人^[17]所用的方法。通过计算光学算法得到全息图后, 可以将全息图打印到全息干板上制成光栅 (如图 3c)), 也可称为相位掩模。全息图也可以加载到空间光调制器。



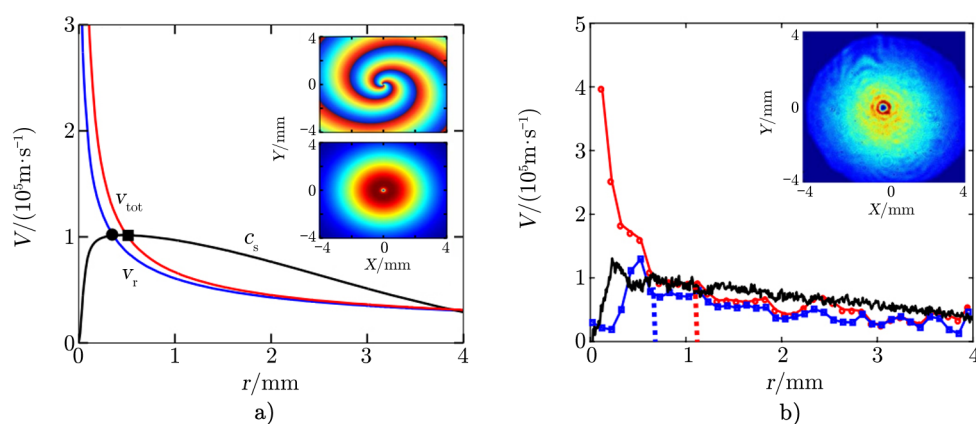
注: a) 螺旋相位板; b) 相位图加载到 SLM; c) 全息光栅。

图 3 制备涡旋光束常用的三种方法^[25]

Vocke 等人^[17]通过近场测量光束的强度分布, 即光子流体的密度 ρ , 从而计算出流场每一点的声速 $c_s^2 = \frac{c^2 \gamma \rho}{n_0^3}$ 。远场前为一个扫描器 (图中的小孔), 它沿着光束的直径方向扫描, 可以测量每一点处的空间频谱 (K_x, K_y), 从而获得流场每一点的速度, 计算公式如下:

$$\begin{pmatrix} v_x(r) \\ v_y(r) \end{pmatrix} = \frac{c}{n_0 k_0} \nabla \phi(r) = \frac{c}{n_0 k_0} \begin{pmatrix} K_x(r) \\ K_y(r) \end{pmatrix}. \quad (14)$$

通过实验测量流场中每一点的声速及流速, 可以确定实验仿真的弯曲时空结构, 识别出旋转黑洞的视界及能层, 如图 4 所示。通过光子流体构造出等效的时空结构之后, 一个很自然的问题就是如何模拟旋转黑洞的超辐射过程, 该研究领域在 Vocke 等人^[17]之后很快发展起来^[18, 20], 2022 年 Braidotti 等人^[21]首次报告了超辐射效应的测量结果 (见 3.2 节)。



注: a)、b) 分别为黑洞视界及能层的计算结果与实测结果, 红色线与蓝色线分别为总流速 v 和径向流速 v_r , 黑色线为声速 c_s , 前后两个交点分别为旋转黑洞的视界及能层。

图 4 光子流体中的旋转黑洞^[17]

3.2 光学实验测量旋转黑洞的彭罗斯超辐射

旋转黑洞的彭罗斯过程, 已在前文作了简单介绍。Braidotti 等人^[21]将一束强度较弱的信号光 (作为光子流体中的声波) 与泵浦光一起输入介质中, 如图 5 所示。信号光与泵浦光相互作用后, 产生了一束新的闲频光, 并且被困在能层内, 而信号光成功地逃出能层。在光学系统中, 信号光汲取泵浦光能量的过程也被称为光学参量放大, 但这一过程对相位匹配要求非常严格。具体而言, 泵浦光在传播过程中不断激发每一处信号光和闲频光, 如果产生的信号光与前面已经存在的信号光相位不一致, 信号光的强度就可能减弱。只有新产生的信号光与前面的信号光步调一致时, 才能最终增强信号光。相位匹配的方法有很多种, 在旋转黑洞的实验中, 它被称为几何诱导相位匹配, 即闲频光与信号光在空间上分离, 其对应彭罗斯过程, 而相位匹配条件也与产生超辐射的 Zel'dovich-Misner 条件^[28, 29]一致。

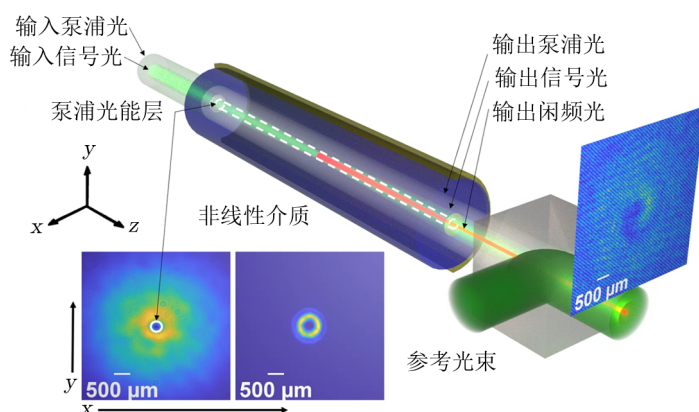
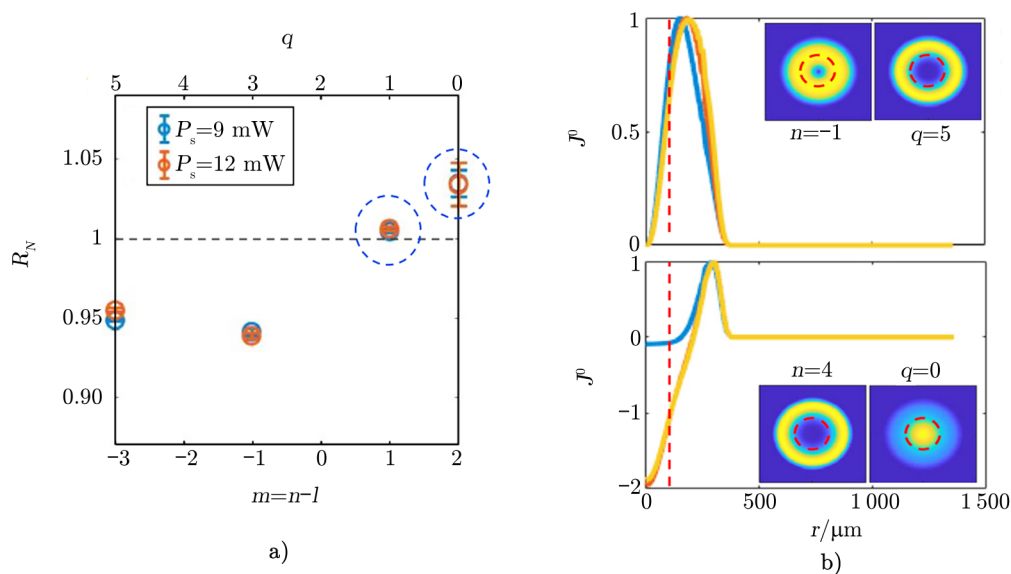


图 5 仿真彭罗斯超辐射的光学实验示意图^[21]

最后, 我们看一下超辐射的测量结果, 如图 6a) 所示。图中, l 、 n 、 q 分别为泵浦光、探测光和闲频光的拓扑荷数 (详见 3.1 节), R_N 为反射系数, 是衡量超辐射是否发生的指标, $R_N > 1$ 即为发生超辐射的情况。图 6b) 显示了图 6a) 中两个不同参数信号光与闲频光的空分布, 发生超辐射时, 信号光与闲频光明显分离; 未发生超辐射时, 两者重叠。



注: a) 反射系数 R_N 测量结果, 泵浦光的拓扑荷数 $l = 2$, 信号光的拓扑荷数为 n , 闲频光的拓扑荷数 $q = 2l - n$ 。b) 信号光与闲频光的空分布测量结果, 上图对应 a) 中 $q = 5$ 的情况, $R_N < 1$, 未产生超辐射; 下图对应 a) 中 $q = 0$ 的情况, $R_N > 1$, 产生了超辐射。

图 6 超辐射测量结果^[21]

4 仿真弱引力 SPE 系统的光学实验

在本章中, 我们介绍两个仿真弱引力系统的光学实验: Bekenstein 等人^[30]利用高斯光束与艾里光束的相互作用, 模拟大质量天体产生的引力透镜等效效应; Roger 等人^[31]通过光涡旋在介质中的演化, 模拟旋转“玻色星”(非相对论性)的演化。

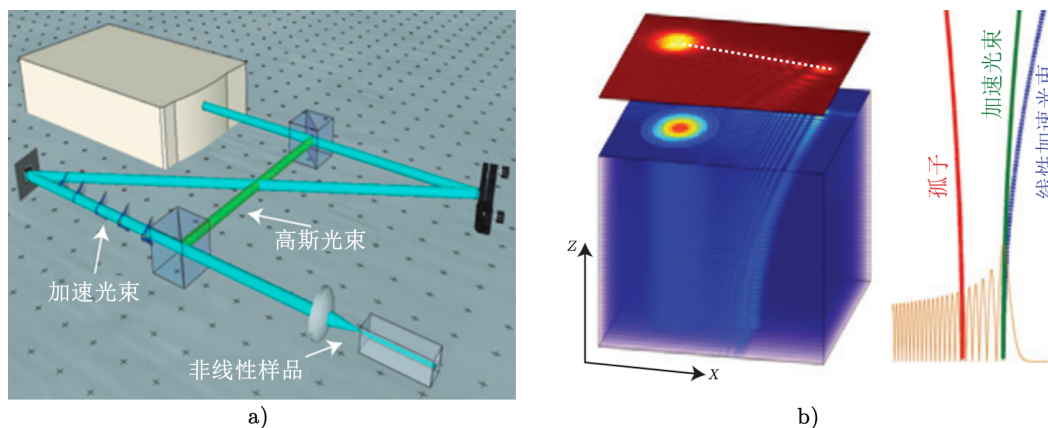
4.1 光学实验仿真引力透镜等效效应

4.1.1 实验方案

为了模拟大质量天体 (比如大质量恒星、星系和星系团) 的引力透镜、潮汐力、引力红移和蓝移等效效应, Bekenstein 等人^[30]设计了激光实验。由于这些引力效应属于弱引力场现象, 无需模拟完全的爱因斯坦场方程, 因此他们采用 2.2 节中所介绍的基于热光效应的 SPE 系统模拟方式。

他们利用波长为 488 nm 的连续激光, 激光器输出的高斯光束经过分束器后分为两束

光。当一束光经过空间光调制器时,产生一种特殊的光束,叫做“加速光束”;然后与另一束高强度的高斯光束一起进入介质(光学玻璃 SF11) 中并相互作用,以此来模拟各种引力效应,如图 7a) 所示。



注: a) 实验光路图; b) 艾里光束轨迹示意图。

图 7 仿真引力透镜等效应的光学实验^[30]

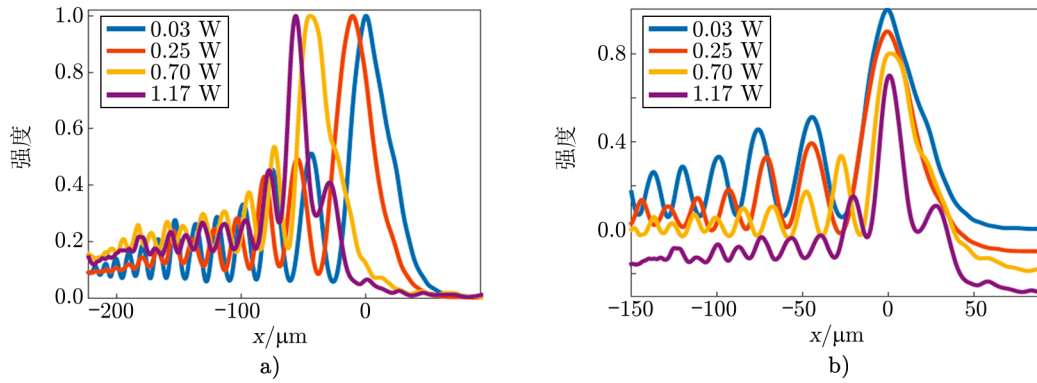
激光器输出的光束是在谐振腔边界条件下的特解,其振幅的横向分布为高斯分布,因此称之为高斯光束。高斯光束在输入介质之后,由于热光效应(详见 2.2 节),会使介质中心折射率高及边缘折射率低,从而使光向中心会聚,进而产生一种自聚焦效应。另一方面,高斯光束在传播过程中会有衍射效应,宽度不断增加。当自聚焦效应与衍射效应完全抵消时,高斯光束就在介质中稳定地传输。加速光束,又称艾里光束,在传播时具有自弯曲传输,无衍射等优点。由于艾里光束这些优点,其轨迹及结构的变化可以很好地反映引力作用,不会受到衍射效应的影响。

4.1.2 仿真实验结果

在仿真实验中,高光强的高斯光束类比于大质量天体,艾里光束类比于引力场中的测试光子;前者所产生的热效应会影响艾里光束的轨迹和结构,类比于大质量天体所产生的引力效应。艾里光束在介质中自弯曲传输(见图 7b) 中蓝色线),由于高斯光束(见图 7b) 中红色线)的影响,艾里光束的弯曲程度减小(见图 7b) 中绿色线),这一现象就类比于引力透镜效应。随着激光输出能量的提高,我们可以观察到艾里光束出射时更偏向高斯光束一侧,即引力透镜效应的强度也在增加(见图 8a))。

更有意思的是,随着两者的相互作用,艾里光束的结构也发生变化(见图 8b))。并且随着光强增大,结构的改变更为显著,这一现象类比于大质量天体的潮汐作用。艾里光束各部分与高斯光束的距离并不相同,这就类比于处在大量天体周围的天体,其各部分所受到的大量天体的引力场并不相同,从而受到潮汐作用导致变形。

除此之外, Bekenstein 等人通过控制入射艾里光束的轨迹,使它远离或者靠近高斯光束,并且测量出射时艾里光束波矢 k 的变化。他们发现,在靠近高斯光束时, k_z 会增



注: a) 引力透镜效应; b) 潮汐效应。

图 8 引力透镜效应与潮汐效应^[30]

加, 反之则减小。在引力系统中, 光子在离开大质量天体的引力势阱时, 会发生引力红移现象, 因此光的频率降低; 反之则为引力蓝移, 从而使光的频率升高。光学实验中艾里光束 k_z 的变化与光子频率的变化类似, 折射率 Δn 的变化与引力势 ϕ 的变化类似, 即 $\frac{\Delta k_z}{k_z} = \Delta n(x_2) - \Delta n(x_1)$, 因此 k_z 的变化就是仿真引力红移 (蓝移) 现象。

4.2 光学实验仿真旋转“玻色星”演化

在天文学中玻色星全部由玻色子构成。恒星一般是通过核聚变产生的辐射压来阻挡引力收缩, 保持稳定的状态。与此不同, 玻色星是一种玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC), 属于宏观量子态; 由于测不准原理 (或者说波动性) BEC 中存在量子压 (或称作衍射效应, 见第 2 章); 此外, 玻色子之间也可能存在排斥性自相互作用, 这两种作用可以平衡玻色星自引力^[32]。

玻色星可以旋转 (即具有角动量), Roger 等人^[31]把旋转的玻色星进行了如下处理: 玻色星整体为一个涡旋, 中心有一个相位奇点。另外, 他们把玻色星当作是 EKG 系统的非相对论极限, 即 SPE 系统。关于这两种处理 (他们对玻色星的“建模”), 我们在 4.2 节结尾处会提到。

4.2.1 光学实验方案

由于光学实验只能研究光场在横截面上随时间的变化 (z 轴作为光束传播的方向, 可作为时间轴), 因此 NLSE 和泊松方程皆为二维系统 (见第 2 章)。对于二维泊松方程系统而言, 其温度改变量 (或折射率改变量, 对应于引力势) 的形式是对数函数, 在 $r \rightarrow \infty$ 时不趋于 0, 因此数值解泊松方程时一定要积分到边界处。也就是说, 在实际实验中, 无论光场的边界有多远, 边界条件对于引力势积分的影响都不可忽略。因此与 3D 系统相比, 在实际工作中, 2D 系统上述跟边界条件相关的处理是个大麻烦 (参考文献 [3] 的 2.4 节)。一种常规的处理方法是, 确保光束光强分布范围远小于光场边界, 这样可以在泊松方程中添加一个屏蔽项,

$$\left(\Delta_{\perp} - \frac{1}{\sigma^2} \right) u(r_{\perp}) = -f(r_{\perp}), \quad (15)$$

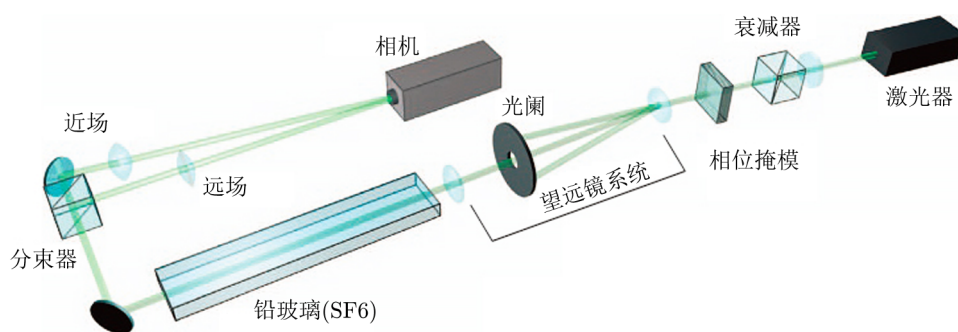
从而使积分收敛。其中, σ 为非局域作用长度, 一般可以取 $\sigma \approx D/2$, D 为介质横向长度。

Roger 等人^[31]在研究中采取了上述边界条件处理方法。他们提出了包含边界影响的“分布式热损失模型”(distributed loss model, DLM):

$$(\rho_0 C) \frac{\partial \Delta T}{\partial t} = \kappa \nabla_{\perp}^2 (\Delta T) + \alpha I - \frac{\kappa}{\sigma^2} \Delta T, \quad (16)$$

其中, σ 的含义与式 (15) 中的相同。对比两方程, 可知 DLM 实际为带屏蔽项泊松方程的一种直观理解角度^[3]。在实验中, 只需要确保输入光束的空间频谱满足条件: $|K_{\perp}| \gg 1/\sigma$ (即光束能量的空间分布不能过于广泛), 那么 DLM 在 $r < \sigma$ 时就是二维泊松方程的解。

Roger 等人的光学实验所涉及的光学原理和光学技术本身, 与 3.1 节中所介绍的光涡旋实验^[17]相同, 区别在于仿真的对象以及仿真对应方案不同。其中光涡旋的生成技术也采用全息光栅, 非线性介质则用掺杂铅的特种玻璃 SF6。具体光路设计如图 9 所示, 图中的说明文字简要介绍了光路和各个器件。



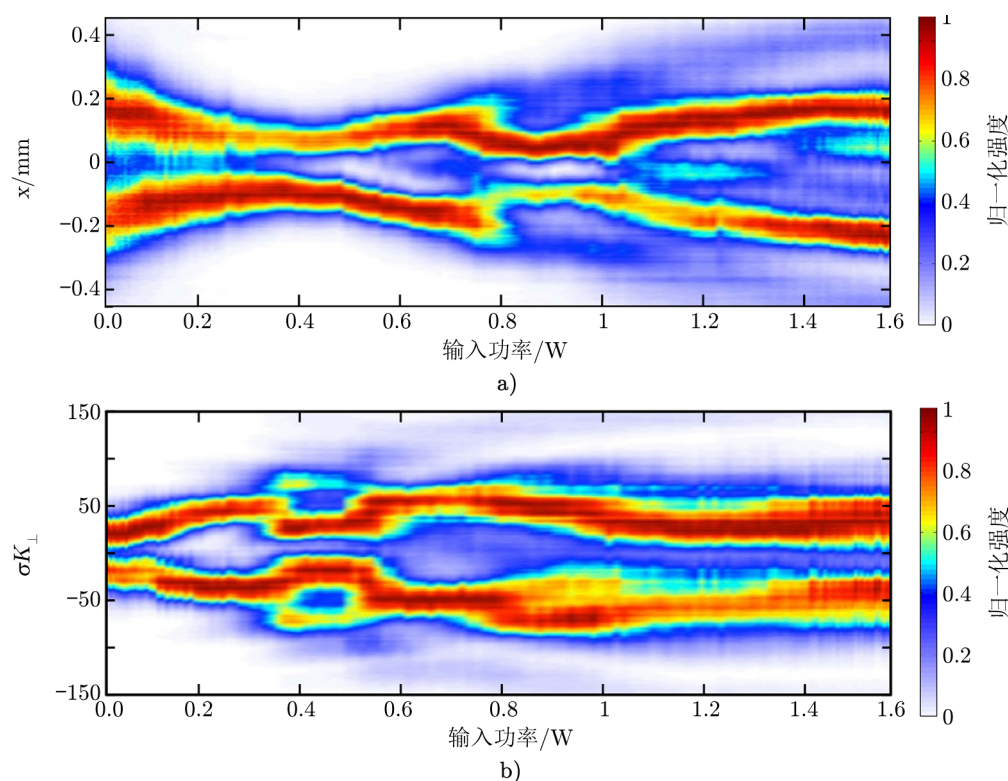
注: 实验使用波长 532 nm 的连续激光, 利用衰减器控制输入光束的功率, 通过相位掩模 (详见图 3) 为激光束附加相位 $\phi = \theta$ 产生出光涡旋, 输入到玻璃 (SF6 是一种热效应比较强的特种玻璃) 中进行演化, 演化后通过分束器将光分为两束, 使用近场测量光强分布, 远场测量空间频谱。

图 9 仿真“玻色星”演化的实验装置图^[31]

4.2.2 光涡旋仿真实验结果

介质中光涡旋的演化如图 10 所示, 图中的横坐标可作为时间轴。图 10b) 为空间频谱的演化。在整个实验过程中, 光束始终满足 4.2.1 节所述的条件 $(\sigma k_{\perp})^2 \gg 1$ 。需要指出的是, 在实验中, 光涡旋在介质中随时间的演化不能实时监测, 只能监测光束从介质出射后的结果; 另外, 介质的长度难以连续变化。Roger 等人通过不断改变输入光束的功率, 将功率 p (图中的横坐标) 作为衡量传播距离 z (即时间) 的指标。

这个仿真实验最有趣的结果是: 即使在光强很大时 (高密度时), 光涡旋收缩与膨胀交替地振荡进行, 也没有由于自聚焦效应出现坍塌, 参见图 10a) 中实空间光强分布 $I(r)$ 随时间 (即横轴) 的演化。这里的热光自聚焦效应, 对应于天文场景中在自引力作用下的 Jeans 坍塌 (参见 2.2 和 4.2.1 节所分析的泊松方程)。Roger 等人认为光涡旋没有坍塌现象, 是因为两种机制: 其一就是 4.2 节开始所介绍的量子压, 即抗衡自引力、保持玻色星稳定的原理; 这



注: a) 光涡旋强度分布的演化; b) 光涡旋空间频谱的演化。

图 10 光涡旋 (旋转玻色星) 随时间的演化^[31]

个机制与角动量无关。其二是光涡旋本身的拓扑性质, 他们认为这个单涡旋中心存在相位奇点, 避免了波坍缩的发生。

在本节最后, 我们对 Roger 等人的仿真实验进行如下评论: (1) 他们的仿真对象有问题。该实验以及所有这种原理的光学实验, 只能仿真“2D 空间+1D 时间”的系统。这是由于在常规光学实验中, 光子在介质中不可能相对“静止”, 而光束前进的方向 (空间轴 z) 对应于所仿真系统的时间轴。Roger 等人的光学实验声称所仿真的天文对象是玻色星, 但玻色星是三维引力系统, 因此他们的“仿真对应关系”不合适。相应的二维引力的天文对象可以是暗物质纤维状结构等, 我们将在 5.2 节简单介绍。其实, 在这个研究团队两年后的工作中 (即 3.1 节中所介绍的 Vocke 等人的仿真实验^[17]), 他们明确地说明了只能用光涡旋实验来仿真二维引力对象 (或者可以用二维引力来描述的系统)。(2) 具体到天文场景中的玻色星, 是该用 EKG 还是 SPE 来描述, 我们将在第 5 章进行讨论。(3) 关于光涡旋没有坍缩现象的两个解释有问题, 他们提出的第一个机制量子压 (或称衍射项), 并不能始终抗衡自引力; 关于 SPE 系统的这一点, 已有理论分析^[41], 学界只是不能确定这种坍缩 (非线性演化之一环) 的终点产物是什么。他们提出的第二个机制不成立。因为玻色星作为宏观量子态, 费曼^[36]在 1955 年已指出来, 这种涡旋是量子化的, 不会是单个的大涡旋。总结一下就是, Roger 等

人提出的旋转玻色星模型并不正确；特别是其中用二维泊松方程去硬凑三维引力系统，导致文章中有些地方行文混乱。因此，这个实验只有在“单个光涡旋”这个层面上去理解，才是正确的。

5 总结和展望

5.1 强引力场的仿真实验的评述

正如我们在第 1 章所介绍，无论是仿真方案的理论探讨，还是实际实验的开展，最先是从最重要的问题开始，即黑洞的霍金辐射；然后，扩展到强引力场的各个方面。由于强引力场领域的研究涉及黑洞视界附近的量子效应，以及量子场论与广义相对论的协调，因此吸引了许多物理学家（包括理论物理学家和实验物理学家）。仿真实验手段也不仅局限于光学，如第 1 章所提及的量子纠缠实验，以及张保成等人^[2]所介绍的冷原子实验，因此我们不作过多总结和展望分析，请读者参见文献[2, 23]。光学仿真实验参见第 3 章。

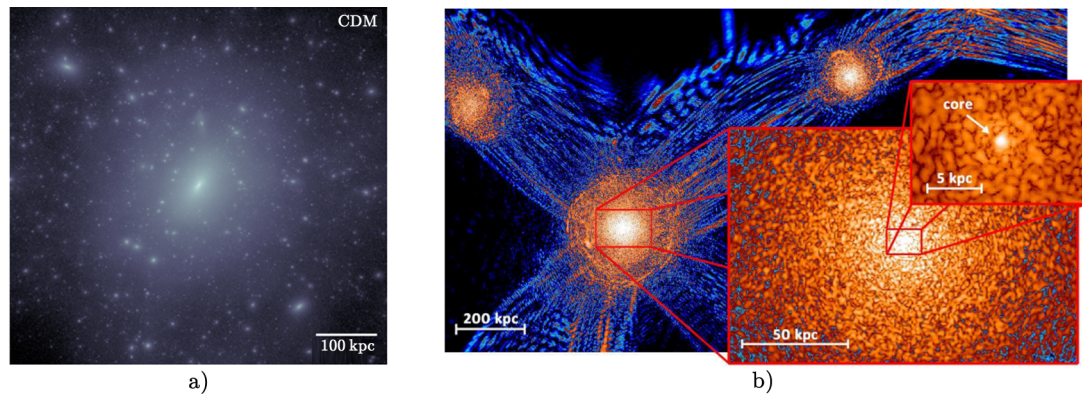
5.2 SPE 光学仿真的评述和一个展望：波动暗物质

关于弱引力场 SPE 系统的光学仿真实验，我们在第 4 章做了介绍。而且，我们可以看到这个领域才刚刚兴起（近 10 年内）。相比强引力场的效应，SPE 系统与传统天文观测有更多的联系（如引力透镜、引力红移所关联的光学图像和光谱观测），因此我们在此做进一步的评论。特别是，4.2 节所介绍的实验更适用于当前天文界非常感兴趣的课题：波动暗物质（waveDM）^[4]。下面我们专门来评述和展望 4.2 节所介绍实验的天文学意义。

Roger 等人^[31]利用 NLSE 所描述的光涡旋，仿真旋转“玻色星”的演化。对于真实的天文场景，玻色星一般是致密的、被自身的强引力场所束缚的天体，即第 2 章中介绍的 Klein-Gordon Geon^[26]，因此应该用 EKG 方程来描述^[32, 38]。

对于 SPE 版的 Klein-Gordon Geon，天文学领域的有关讨论非常活跃，这就是波动暗物质。暗物质是当代天体物理与粒子物理的基础性问题；目前的标准宇宙学模型，即“暗能量+冷暗物质”模型（ Λ CDM），可以解释从宇宙微波背景到星系分布的大尺度结构，以及小到 1 Mpc 左右空间尺度的天文观测现象。然而在星系以及星系周边尺度上，还一直存在着若干“小尺度挑战”^[40]。近 10 年来，波动暗物质模型引起人们广泛的关注，它通常指质量小于 30 eV 的暗物质粒子，取星系尺度上的特征速度约 250 km/s，则其德布罗意波长可以超过粒子的平均间距，可以很好地用经典波来描述，因此被称为波动暗物质。WaveDM 与 CDM 模型相比，最大优势在于有可能解决星系尺度上“小尺度挑战”。Schive 等人^[39]通过高精度的数值模拟发现，在相同的初始条件下，波动暗物质框架下的大尺度结构与 CDM 的结果相同；但在星系尺度上，几乎每个 waveDM 晕的中心都存在平头结构，中心的密度近似恒定，有望解决 CDM 模型中的“平头-尖头”问题（见图 11）。

天文中的暗物质结构，从宇宙大尺度结构尺度到星系尺度，有多种形态。在 10 Mpc 左右尺度的宇宙网状结构里：有暗物质片状结构，这种结构对近邻其他物质的引力作用，可以用一维泊松方程来描述（即一维引力系统）^[42]；还有暗物质纤维状结构^[43]，这种长条状



注: a) 星系尺度的冷暗物质晕及子结构^[40]; b) 波动暗物质大尺度纤维结构、晕及其中心的平头结构^[39]。

图 11 冷暗物质与波动暗物质框架下的暗物质结构 (1 Mpc 及以下尺度) 的数值模拟

结构对近邻物质的引力作用可以近似为无限长的质量棒, 此即二维的泊松方程。在星系团 (1 Mpc 及以下尺度) 以及星系尺度, 则分布有大大小小的暗物质晕和子晕, 以及各种子结构^[42], 这些结构则一般需要三维泊松方程来描述。

对波动暗物质结构的相关天文研究, 基本是基于 NLSE 方程的数值模拟方法, 尚未开展相关的仿真实验。但数值模拟的能力是有限的。首先, 对于一些复杂的动力学过程, 如波动暗物质的波动湍流, 数值模拟较难复现; 再例如波坍缩 (wave collapse), 已超出了 NLSE 有效的范围。其次, 就方程本身而言, SPE 的求解比冷暗物质单纯引力泊松方程求解更耗时, 因此导致模拟的规模 (“粒子数”) 和精度非常有限, 不能真实描述现实场景的暗物质结构。

因此, 4.2 节的光学仿真实验为我们提供了一种很好的研究思路。对于作为三维引力系统的波动暗物质晕 (waveDM halo), 如我们在 4.2 节最后提到的, 通常光学实验无法仿真, 需要另辟蹊径的实验方案。对于二维引力系统的波动暗物质纤维 (waveDM filament) 和一维引力的波动暗物质片 (waveDM sheet), 则通常的光学实验正是模拟它们的动力学演化的好手段。特别是, 对于近年来天文观测所发现的 Mpc 量级的旋转暗物质纤维状结构^[43], 4.2 节所介绍的 “单个光涡旋” 实验正是它们的光学对应体。

参考文献:

- [1] Barceló C, Liberati S, Visser M. Living Rev Relativ, 2011, 14: 1
- [2] 张保成, 蔡庆宇, 詹明生. 中国科学: 物理学力学天文学, 2014, 44: 879
- [3] Paredes A, Olivieri D N, Michinel H. Physica D: Nonlinear Phenomena, 2020, 403: 2301
- [4] Hui L. ANNU REV ASTRON ASTR, 2021, 59: 247
- [5] Jafferis D, Zlokapa A, Lykken J D, et al. Nature, 2022, 612: 51
- [6] Gordon W. Ann Phys, 1923, 72: 421

-
- [7] Unruh W G. Phys Rev Lett, 1981, 46: 1351
- [8] Philbin T G, Kuklewicz C, Robertson S, et al. Science, 2008, 319: 1367
- [9] Rousseaux G, Mathis C, Mässa P, et al. New J Phys, 2008, 10: 3015
- [10] Lahav O, Itah A, Blumkin A, et al. Phys Rev Lett, 2010, 105: 2401
- [11] Belgiorio F, Cacciatori S L, Clerici M, et al. Phys Rev Lett, 2010, 105: 0901
- [12] Weinfurter S, Tedford E W, Penrice M C J, et al. Phys Rev Lett, 2011, 106: 1302
- [13] Faccio D. Contemporary Physics, 2012, 53: 97
- [14] Steinhauer J. Nature Physics, 2015, 12: 929
- [15] Muñoz de Nova J R, Golubkov K, Kolobov V I, et al. Nature, 2019, 569: 688
- [16] Torres T, Patrick S, Coutant A, et al. Nature Physics, 2017, 13: 833
- [17] Vocke D, Maitland C, Prain A, et al. Optica, 2018, 5: 1099
- [18] Prain A, Maitland C, Faccio D, et al. Phys Rev D, 2019, 100: 4037
- [19] Solnyshkov D D, Leblanc C, Koniakhin S V, et al. Phys Rev B, 2019, 99: 4511
- [20] Braidotti M C, Faccio D, Wright E M. Phys Rev Lett, 2020, 125: 3202
- [21] Braidotti M C, Prizia R, Maitland C, et al. Phys Rev Lett, 2022, 128: 3901
- [22] Barceló C. Nature Physics, 2019, 15: 210
- [23] Almeida C R, Jacquet M J. European Physical Journal H, 2023, 48:15
- [24] Marino F. Phys Rev A, 2008, 78: 3804
- [25] 方兆翔, 赵娟, 肖振中, 等. 激光与光电子学进展, 2022, 59: 1
- [26] Kaup D J. Phys Rev, 1968, 172: 1331
- [27] Penrose R. Riv Nuovo Cimento, 1969, 1: 252
- [28] Zel'dovich Y B. Sov Phys JETP, 1972, 35: 1085
- [29] Misner C. Phys Rev Lett, 1972, 28: 994
- [30] Bekenstein R, Schley R, Mutzafi M, et al. Nature Physics, 2015, 11: 872
- [31] Roger T, Maitland C, Wilson K, et al. Nature communication, 2016, 7: 1
- [32] Liebling S L, Palenzuela C. Living Reviews in Relativity, 2023, 26: 1
- [33] Feng S, Winful H G. Optics Letter, 2001, 26: 485
- [34] Shen Y, Wang X, Xie Z, et al. Light: Science & Applications, 2019, 8: 90
- [35] Goodman J. Introduction to Fourier Optics. Fourth ed. New York: Freeman Company Inc, 2017: 140
- [36] Feynman R P. Application of quantum mechanics to liquid Helium. New York: Interscience Publishers Inc, 1955
- [37] Schützhold R, Unruh W G. Phys Rev D, 2002, 66: 4019
- [38] Schunck F E, Mielke E W. Class Quantum Grav, 2003, 20: 301
- [39] Schive H Y, Chiueh T, Broadhurst T. Nature Physics, 2014, 10: 496
- [40] Bullock J S, Boylan-Kolchin M. ANNU REV ASTRON ASTR, 2017, 55: 343
- [41] Chavanis P. Phys Rev D, 2016, 94: 3007
- [42] Binney J, Tremaine S. Galactic Dynamics. Second ed. Princeton: Princeton University Press, 2008: 400
- [43] Wang P, Libeskind N, Tempel E, et al. Nature Astronomy, 2021, 5: 839

Developments of Nonlinear Optical Experiments Emulating Gravitational Systems in Astronomy

CUI Jun-feng^{1,2}, MENG Run-yu^{1,2}, DONG Xiao-bo^{1,2}, ZHANG Xiao-shi^{3,4},
LI Rui-xuan^{4,2}, BAI Jin-ming^{1,2}

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. School of Physics and Astronomy, Yunnan University, Kunming 650500, China; 4. Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China)

Abstract: Nonlinear Schrödinger equation (NLSE) is the common mathematical formulation of the laws governing many kinds of physical phenomena. In Optics, NLSE describe the spatio-temporal evolution of laser pulses in media. In Astronomy, it describe important astronomical objects and observed phenomena such as gravitational lensing, wave dark matter structures and substructures (e.g., cosmic filaments and haloes), etc. (the so-called Schrödinger-Poisson equation systems, SPE), and even can be used to describe by analog the phenomena of strong gravitational fields (the Einstein Klein-Gordon systems, EKG). In recent years nonlinear optics has been developing rapidly, and optical experiments become a powerful method to solve or emulate NLSE. This article reviews the applications and developments of the nonlinear optical experiments (the so-called “analogue gravity” experiments) for astronomical objects and phenomena: not only for several important observational SPE subjects such as gravitational redshift, tidal effects and (non-relativistic) rotating boson stars, but also for the hard-to-observe EKG phenomena such as black hole’s Hawking radiation and Penrose superradiance. The analog/correspondence principle, optical design, experimental results and their astrophysical interpretations are presented. Finally we briefly outline the possibility of exploiting nonlinear optical experiments to emulate the dynamical evolution of various structures of wave dark matter.

Key words: gravitational systems; wave dark matter; analogue gravity; experimental emulations; nonlinear optics; nonlinear Schrödinger equation